[4] D. Müller, E. E. Poltman H. E. Hahn. Zs. Naturforsch., 29B, 117 (1974).
[5] I. Isaacs, R. H. Hofkins. J. Cryst. Growth., 29, 121 (1975).
[6] С. З. Джафарова, Н. А. Рагимова, Г. И. Абуталыбов. Письма ЖТФ, 52, 691 (1990).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 26, вып. 9, 1992

ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПОГРАНИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ

Н. В. Зыков

Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф. В. Лукина, 103460, Москва, Россия
(Получено 18.11.1991. Принято к печати 4.03.1992)

Введение. Исследованию процессов, протекающих на границе раздела гетероперехода, образованного широкозонным и узкозонным полупроводниками, посвящено большое количество работ (см., например, [1]). Это связано с развитием метода молекулярно-лучевой эпитаксии, созданием транзисторов с высокой подвижностью электронов и наблюдением в таких структурах ряда интересных физических эффектов [2].

Однако лишь в немногих работах (см., например, [3]) анализируется влияние флуктуаций концентрации положительно заряженных доноров, расположенных в широкозонном полупроводнике, на спектр локализованных состояний и транспорт электронов вдоль границы раздела. Хорошо известно [4], что в структурах металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) флуктуации захваченного в диэлектрике у границы раздела с полупроводником заряда приводят к флуктуациям потенциала в полупроводнике, в минимумах которого локализованы носители заряда, формирующие квазинепрерывный спектр поверхностных состояний. Плотность таких состояний экспоненциально убывает при удалении от краев зон подвижных носителей.

В транзисторе на основе гетероперехода ионизованные доноры расположены в широкозонном полупроводнике, а электроны локализованы на границе раздела гетероперехода. Такая структура во многом аналогична МДП, однако отличается тем, что ионизованные доноры, как правило, отделены от электронов тонким слоем нелегированного широкозонного полупроводника, так называемым спейсером.

Цель работы — анализ влияния флуктуаций концентрации положительно заряженных доноров в слое широкозонного полупроводника на спектр пограничных состояний в гетеропереходе и проводимость электронов вдоль границы раздела. Далее будет показано, что флуктуационные состояния в гетеропереходе имеют гауссов спектр, причем плотность состояний убывает при удалении от краев зон подвижных носителей. Характерная энергия, на которой уменьшается плотность пограничных состояний, зависит от толщины слоя широкозонного полупроводника, ширины спейсера, а также от концентраций ионизованных доноров и электронов, которые определяют характерный радиус нелинейного экранирования флуктуаций потенциала. Будет проанализирована подпороговая проводимость транзистора на основе гетероперехода и проведено сравнение с характеристиками МДП транзистора.

1. Плотность флуктуационных пограничных состояний

Рассмотрим гетеропереход, расположенный при $x=0$, в треугольной потенциальной яме которого локализованы носители заряда (электроны), отделенные от тонкого слоя заряженных доноров при $x = -d_{sp}$ областью, в которой широкозонный полупроводник не легирован, так называемым спейсером. Толщина широкозонного слоя d, на нем расположен металлический электрод — затвор. Флуктуации поверхностной концентрации заряженных доноров в тонком слое при $x = -d_{sp}$ вызывают флуктуации потенциального рельефа, в минимумах которого при $x > 0$ будут локализованы электроны. Потенциал в узкозонном полупроводнике равен сумме потенциалов однородного поля обедненного слоя $\overline{\varphi}_s - E_s x$ и флуктуационного потенциала $\delta\varphi$ (r, x), где $\overline{\varphi}_s$ — среднее значение потенциала на границе раздела гетероперехода (потенциал отсчитывается от невозмущенного положения края зоны проводимости узкозонного полупроводника), $E_s = 2\overline{\varphi}_s\sqrt{w}$ — напряженность электрического поля при $x = 0$, w — ширина области объемного заряда в узкозонном полупроводнике, r — радиус-вектор в плоскости гетероперехода. Флуктуационный потенциал $\delta\varphi$ (r, x) находится из решения уравнения Лапласа в области $-d < x < w$ с учетом того, что неоднородно распределенный в плоскости $x = -d_{sp}$ заряд $\delta\sigma(\mathbf{r}) = \sigma(\mathbf{r}) - \sigma$ расположен между двумя металлическими электродами при $x = -d$ и $x = w$:

$$\delta\varphi(\mathbf{r}, z) = 4\pi e \int \frac{d^2 k e^{i\mathbf{kr}}}{\varkappa k} \frac{\operatorname{sh}(kd_1)\operatorname{sh}(k(w + d_{sp} - z))}{[\operatorname{sh}(kd_1)\operatorname{ch}(kw) + \operatorname{ch}(kd_1)\operatorname{sh}(kw)]} \delta\sigma(k), \tag{1}$$

где $z = d_{sp} + x$, e — заряд электрона, $d_1 = d - d_{sp}$, $\varkappa_1 = \varkappa_2 = \varkappa$ — диэлектрическая проницаемость полупроводников, формирующих гетеропереход, а

$$\delta\sigma(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{r}\,\delta\sigma(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{kr}). \tag{2}$$

Корреляционная функция флуктуаций плотности заряженных доноров в слое при $x = -d_{sp}$ равна

$$\langle\delta\sigma(\mathbf{k})\,\delta\sigma(\mathbf{k}')\rangle = \sigma\delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}')/(2\pi)^2, \tag{3}$$

а корреляционная функция случайных флуктуаций потенциала

$$\langle\delta\varphi(0, z)\,\delta\varphi(r', z')\rangle = \\ = 4e^2\sigma \int \frac{d^2 k e^{i\mathbf{kr}}}{\varkappa^2 k^2} \frac{\operatorname{sh}^2(kd_1)\operatorname{sh}(k(w + d_{sp} - z))\operatorname{sh}(k(w + d_{sp} - z'))}{[\operatorname{sh}(kd_1)\operatorname{ch}(kw) + \operatorname{ch}(kd_1)\operatorname{sh}(kw)]^2}. \tag{4}$$

Упростим выражение (4), приняв во внимание, что $d_1 = d - d_{sp} \ll w$, устремив $w \longrightarrow \infty$, и при $z \ll d_1$ и $r = 0$ получим

$$\langle\delta\varphi^2(z)\rangle = \left(\frac{2\pi\sigma e^2}{\varkappa^2}\right) \ln\left(\frac{d_1}{2z}\right). \tag{5}$$

Выражение (5) несложно получить из выражения (6) работы [4], заменив толщину диэлектрика d_{ox} на $d - d_{sp}$, среднюю диэлектрическую проницаемость полупроводника ε_s и диэлектрика ε_i на $\varkappa$ и сумму средних плотностей встроенного на границе раздела полупроводник—диэлектрик положительного и отрицательного зарядов на σ.

Будем считать функцию распределения $P(\varphi, z)$ случайного потенциала в области обеднения $w \gg z > d_{sp} \gg 1/\sqrt{\sigma}$ гауссовой:

$$P(\varphi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle\delta\varphi^2(z)\rangle}} \exp\left(-\frac{(\varphi - \overline{\varphi}_s + E_s z)^2}{2\langle\delta\varphi^2(z)\rangle}\right). \tag{6}$$

Плотность электронов Q_n на единицу площади границы раздела гетероперехода равна

$$Q_n = \int\limits_{d_{sp}}^{w+d_{sp}} dz \int\limits_{-\infty}^{+\infty} P(\varphi, z)\, n(\varphi, \mu)\, d\varphi, \tag{7}$$

где μ — положение уровня Ферми в объеме узкозонного полупроводника, отсчитанное от края зоны проводимости, а

$$n(\varphi, \mu) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma}{\pi a_B^2}\right)^{3/4} F_{1/2} \left(\frac{\mu - e\varphi}{T}\right), \tag{8}$$

где $a_B = \hbar \varkappa / (me^2)$ — боровский радиус электронов; $\hbar$ — постоянная Планка; m — масса электрона; $F_{1/2}\,[(\mu - e\varphi)/T]$ — интеграл Ферми, причем μ, $e\varphi$, T нормированы на величину $\Delta = e^2\sqrt{\pi\sigma}/\varkappa$. Замена переменных $u(z) = \ln(d_1/2z)$ сводит интеграл (7) с учетом (8) при условии достаточно низких $T \ll \Delta$, когда существенны флуктуации потенциала [4], к выражению

$$Q_n = \frac{1}{3\pi} \left(\frac{\sigma}{\pi a_B^2}\right)^{3/4} d_1 \int\limits_0^B du e^{-u} \int\limits_0^\infty \frac{d\psi \bar{\psi}^{3/2}}{u^{1/2}} \exp\left(-\frac{(\psi - \bar{\psi} + E_s d_1 e^{-u}/2)^2}{4u}\right), \tag{9}$$

где $\bar{\psi} = \mu - e\varphi$, $\bar{\psi} = e\bar{\varphi}_s - \mu$ — среднее расстояние от края зоны проводимости узкозонного полупроводника на границе гетероперехода до уровня Ферми, $E_s = eE_s'/\Delta$, а нижний предел в первом интеграле заменен на 0, так как выражение (5) для коррелятора $\langle \delta\varphi^2(z) \rangle$ справедливо при $z \ll d_1$. Несложно показать, что $\langle \delta\varphi^2(z) \rangle$ быстро убывает ($\sim z^{-2}$) с ростом z при $z \gg d_1$, и основной вклад в интеграл дает область малых z: $d_1 \gg z > d_{sp}$. Для $\bar{\psi} \gg E_s z$ и $\bar{\psi} \gg B = \ln(d_1/2d_{sp})$ проинтегрируем в (9) по ψ, затем по u, приняв во внимание, что основной вклад в (9) подинтегральная функция дает на малой длине $(2B/\bar{\psi})^2 \ll 1$ вблизи верхнего предела. Таким образом, поверхностная концентрация электронов, локализованных во флуктуациях потенциального рельефа на границе гетероперехода,

$$Q_n = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\sigma}{\pi a_B^2}\right)^{3/4} d_{sp} \ln^4\left(\frac{d - d_{sp}}{2d_{sp}}\right) \exp\left(-\frac{\bar{\psi}^2}{4\ln(d_1/2d_{sp})}\right) \frac{1}{\bar{\psi}^{9/2}}. \tag{10}$$

Несложно получить выражение для поверхностной концентрации дырок, локализованных в максимумах потенциального рельефа у границы раздела гетероперехода:

$$Q_p = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\sigma}{\pi a_{Bp}^2}\right)^{3/4} d_{sp} \ln^4\left(\frac{d - d_{sp}}{2d_{sp}}\right) \times$$
$$\times \exp\left(-\frac{(E_g - \bar{\psi})^2}{4\ln((d - d_{sp})/2d_{sp})}\right) \frac{1}{(E_g - \bar{\psi})^{9/2}}, \tag{11}$$

где Q_{Bp} — боровский радиус дырок, E_g — ширина запрещенной зоны узкозонного полупроводника в единицах Δ. Плотность флуктуационных состояний $N_{ss}(\bar{\psi})$ на границе раздела гетероперехода вычисляется как производная поверхностной плотности заряда $Q_p - Q_n$ по $\bar{\psi}$

$$N_{ss}(\overline{\psi}) = \frac{\partial (Q_p - Q_n)}{\partial \overline{\psi}}, \tag{12}$$

и при $\overline{\psi}$, $E_g - \overline{\psi} >> 1$ равна

$$N_{ss,n}(\overline{\psi}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\sigma}{\pi a_B^2}\right)^{3/4} d_{sp} \ln^3 \left(\frac{d_1}{2d_{sp}}\right) \exp\left(-\frac{\overline{\psi}^2}{4 \ln (d_1 / 2d_{sp})}\right) \frac{1}{\overline{\psi}^{7/2}}. \tag{13}$$

Из выражения (13) видно, что плотность флуктуационных состояний убывает при удалении от краев зон подвижных носителей с характерной энергией $\Delta\,(2\ln\,(d_1/2d_{sp}))^{1/2}$, которая зависит от ширины слоя широкозонного полупроводника и ширины спейсера. Отметим, что на границе раздела полупроводник—диэлектрик плотность флуктуационных поверхностных состояний экспоненциально [4] убывает при удалении от краев зон подвижных носителей с характерной энергией $2e^2(\pi\,(\sigma^+ + \sigma^-))^{1/2}/(\varepsilon_i + \varepsilon_s)$, где σ^+ и σ^- — плотности положительного и отрицательного зарядов соответственно, локализованных в диэлектрике вблизи поверхности раздела.

2. Нелинейное экранирование флуктуаций потенциала и $N_{ss}(\overline{\psi})$

Проанализируем влияние экранирования на локализованный заряд и плотность пограничных состояний $N_{ss}(\overline{\psi})$. Хорошо известно [4], что в таких структурах экранирование осуществляется перераспределением носителей заряда между минимумами потенциального рельефа и имеет нелинейный характер. Радиус R_s нелинейного экранирования вычисляется из равенства флуктуации в слое положительно заряженных доноров $(\pi R_s^2\,\sigma)^{1/2}$ числу электронов на границе раздела гетероперехода в круге радиусом R_s: $Q_n \pi R_s^2$ и $R_s = (\sigma/\pi)^{1/2}/Q_n$ [4]. Флуктуации с характерным масштабом, превышающим R_s, экранированы перераспределенным зарядом. С учетом нелинейного экранирования выражение для $\langle \delta\varphi^2(z) \rangle$ при $R_s << d$ имеет вид

$$\langle \delta\varphi^2(z) \rangle = \left(\frac{\pi e^2 \sigma}{\varkappa^2}\right) \ln\left(1 + \frac{R_s^2}{z^2}\right), \tag{14}$$

и если $R_s << d_{sp}$, то влияние флуктуаций заряда в слое ионизованных доноров на Q_n пренебрежимо мало. Если же выполняются неравенства $d_{sp} < R_s << d_1$, то из выражений (6)—(8) несложно получить для Q_n выражение, аналогичное (9), в котором верхний предел в первом интеграле заменен на $\ln\,(R_s/d_{sp})$, а $(d - d_{sp})/2$ в коэффициенте перед интегралом — на R_s. Проинтегрировав, получим для плотности электронов

$$Q_n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\sigma}{\pi a_B^2}\right)^{3/4} \ln^4\left(\frac{R_s}{d_{sp}}\right) d_{sp} \exp\left(-\frac{\overline{\psi}^2}{4 \ln (R_s / d_{sp})}\right) \frac{1}{\overline{\psi}^{9/2}}. \tag{15}$$

Плотность флуктуационных электронных состояний на границе гетероперехода при $\overline{\psi} >> \ln\,(R_s/d_{sp})$

$$N_{ss}(\overline{\psi}) \sim \exp\left(-\frac{\overline{\psi}^2}{4 \ln (R_s / d_{sp})}\right) \frac{1}{\overline{\psi}^{7/2}}, \tag{16}$$

а характерная энергия равна $\Delta\,(2\ln\,(R_s/d_{sp}))^{1/2}$ и зависит от R_s, d_{sp} и Q_n.

Выше мы рассматривали очень тонкий (по сравнению с d, d_{sp}) слой ионизованных доноров, так называемое δ-легирование. Несложно обобщить полученные выше результаты на случай, когда доноры ионизованы в слое $d_1 \leqslant z \leqslant 0$ (мы считаем напряжение на затворе таким, что весь слой широкозонного полупроводника обеднен носителями). Считая, что коррелятор флуктуаций концентрации доноров

$$\langle \delta N_D (r, z)\, \delta N_D (r', z') \rangle = N_D \delta (r - r')\, \delta (z - z'), \tag{17}$$

решим уравнение Пуассона для $\delta\varphi$ (k, z) в области $d_1 < z < 0$, уравнение Лапласа в области $0 < z < w$, сошьем решения и нормальные производные при $z =$, и для $z < d_1 << w$ получим

$$\langle \delta\varphi^2 (z) \rangle = \left(\frac{\pi e^2 N_D d_1}{\varkappa^2} \right) \left(1 - \frac{2z}{d_1} \ln \left(\frac{d_1}{2z} \right) \right) \exp \left(-\frac{2z}{d_1} \right). \tag{18}$$

Приравняв z к нулю, получим средний квадрат флуктуации потенциала $\langle \delta\varphi^2 \rangle = \pi e^2 N_D d_1/\varkappa$, превышающий в 16π раз соответствующее выражение, полученное в работе [5] для случая однородного распределения захваченного в диэлектрике заряда. Введя характерную энергию $\Delta = e^2 (\pi N_D d_1)^{1/2}/\varkappa$ и нормируя на нее $e\varphi$, ψ, μ для температур $T \lesssim \Delta$ и средних значений $\overline{\psi} >> 1$, получим выражение для плотности электронов $Q_{n,\,\mathrm{loc}}$, локализованных во флуктуациях потенциального рельефа на границе гетероперехода:

$$Q_{n,\,\mathrm{loc}} = \left(\frac{\pi N_D d_1}{a_B^2} \right)^{3/4} \frac{d_1 B_0^3}{\pi^{5/2} \overline{\psi}^{9/2}} \exp \left(-\frac{\overline{\psi}^2}{2B_0^2} \right), \tag{19}$$

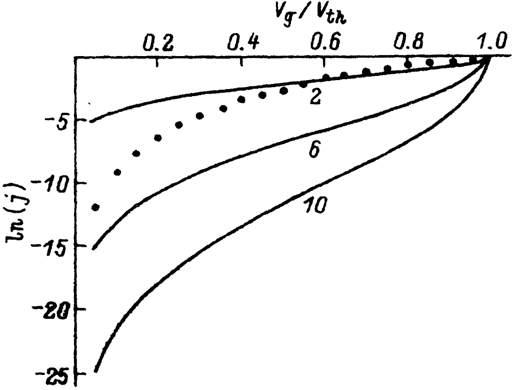
где $B_0 = \exp (-2d_{sp} / d_1)$. Несложно видеть, что плотность электронных состояний вблизи края зоны проводимости узкозонного полупроводника $N_{ss} = -dQ_n/d\overline{\psi}$ при выполнении условия $e\overline{\psi}_s - \mu >> \Delta$ оказывается убывающей как $\sim \exp(-\overline{\psi}^2/2B_0)/\overline{\varphi}^{7/2}$ с характерной энергией Δ. Учтем нелинейное экранирование флуктуаций потенциала зарядом электронов eQ_n на границе раздела. Характерный радиус нелинейного экранирования R_s получим, приравняв флуктуацию числа ионизованных доноров $(N_D \pi R_s^2 (R_s - d_{sp}))^{1/2}$ к числу электронов в круге радиусом R_s $\pi Q_n R_s^2$, и при $d_1 > R_s \gtrsim d_{sp}$ получим [6]

$$R_s = \frac{N_D}{(\pi Q_n^2)}. \tag{20}$$

Коррелятор флуктуаций потенциала при малых $R_s << d_1$ с учетом электронного экранирования описывается выражением (18), в котором следует заменить d_1 на $R_s - d_{sp}$, а характерная энергия равна $\Delta = e^2 (\pi N_D (R_s - d_{sp}))^{1/2}/\varkappa$. Плотность заряда электронов $Q_{n,sc}$, локализованных во флуктуациях потенциального рельефа при $T << \Delta$ с учетом нелинейного экранирования, при $R_s > d_{sp}$ равна

$$Q_{n,sc} = \frac{N_D^{5/9} B_0^{2/3}}{a_B^{1/3} \pi^{7/9} \overline{\psi}} \exp \left(-\frac{\overline{\psi}^2}{9B_0} \right), \tag{21}$$

где $B_0 = \exp (-2d_{sp} / R_s)$. Из выражения (21) следует, что плотность электронных состояний убывает с $\overline{\psi}$ по закону Гаусса с характерной энергией $2e^2 N_D/(\varkappa Q_{n,\,sc})$, которая зависит от плотности локализованного заряда $Q_{n,sc}$.



Зависимости подпороговой проводимости от напряжения на затворе для транзистора с высокой подвижностью электронов (MODFET) при $\Delta/T = 2, 6, 10$ (сплошные кривые) и МДП транзистора при $\Delta/T = 2$ (точки).

3. Проводимость транзистора на основе гетероперехода

Далее проанализируем проводимость транзистора на основе гетероперехода в подпороговом режиме. В этом случае уровень Ферми на границе раздела гетероперехода расположен ниже невозмущенного положения края зоны проводимости, а плотность подвижных электронов Q_d экспоненциально мала: $Q_d = Q_{d0} \exp(-\overline{\psi}/T)$. Практически весь заряд сосредоточен во флуктуационных минимумах потенциального рельефа, а плотность Q равна плотности локализованного заряда $Q_{l0} \exp(-\overline{\psi}2/2\Delta^2)$, где под Δ понимается характерная энергия плотности локализованных состояний [см. выражения (10), (15), (19) и (21)]. Считая зависимость подвижности электронов вдоль границы раздела от $\overline{\psi}$ слабой, получим для плотности тока j:

$$j \sim Q_d = Q_{d0} \exp\left[-\frac{\Delta}{T}\left(2\ln\left(\frac{Q_{l0}}{CV}\right)\right)^{1/2}\right], \tag{22}$$

где C — эквивалентная емкость широкозонного слоя, V — напряжение на затворе. Сравнивая с зависимостью $j\,(CV)$ в подпороговом режиме для МДП транзистора [4] ($j \sim Q_{d0}\,(CV)^{2\Delta/T}$), видим, что зависимость (22) от напряжения в широком диапазоне изменения V (от $0.1V_{\text{th}}$ до V_{th}) может быть аппроксимирована экспонентой. Это неплохо согласуется с результатами эксперимента [7], в котором подпороговая проводимость транзистора на основе гетероперехода зависела от напряжения по закону, близкому к экспоненциальному. На рисунке приведены зависимости подпороговой проводимости от напряжения для транзистора с высокой подвижностью электронов (MODFET) и МДП транзистора.

Автор благодарен В. А. Гергелю за стимулирующие дискуссии и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Т. Андо, Р. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем, 416. М. (1985).
[2] Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры, 574. М. (1989).
[3] Ф. Г. Пикус, А. Л. Эфрос. ЖЭТФ, 96, 985 (1989).
[4] В. А. Гергель, Р. А. Сурис. ЖЭТФ, 84, 719 (1983).
[5] G. Slavcheva, I. Yanchev. Sol. St. Commun., 79, 439 (1991).
[6] Б. И. Шкловский. А. Л. Эфрос. Письма ЖЭТФ, 44, 520 (1986).
[7] C. Jiang, D. C. Tsui, H. M. Levy, H. Lee, E. Kohn. IEEE Trans., ED-36, 2281 (1989).

Редактор В. В. Чалдышев